Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

Кафедра №40

«Физика элементарных частиц»

Реферат

На тему

**«Суперсимметрия»**

Студент: Лалетин М.Н.

Группа: Т9-40

Преподаватель: Хлопов М.Ю.

Москва, 2013 г.

Содержание:

1. Введение
	1. История
	2. Краткий теоретический обзор
2. Некоторые суперсимметричные модели
	1. Минимальная суперсимметричная стандартная модель
	2. Next-to-Minimal Supersymmetric Standard Model
3. Достоинства SUSY
	1. Решение проблемы иерархий
	2. Унификация «бегущих» констант
	3. Супергравитация
4. Космологическое значение
	1. Инфляция и бариогенезис
	2. Скрытая масса
5. Статус экспериментальной проверки SUSY
	1. Эксперименты на ускорителях
	2. Космологическая проверка
6. Заключение
7. Список литературы
8. Введение

1.1 История

Впервые суперсимметрия между мезонами и барионами была предложена для описания физики адронов в 1966 году Х. Миядзава [1]. Однако рассмотренная симметрия была внутренней и не содержала описания механизма нарушения этой симметрии и поэтому в то время была в значительной степени проигнорирована.

В 1971 году Ж.-Л. Жерве и Б. Сакита [2], а также независимо Ю. Гольфанд и Е. Лихтман (1971) [3] и Д. Волков и В. Акулов (1972) [4] заново открыли суперсимметрию в контексте квантовой теории поля, как существенно новый тип симметрии между элементарными частицами различной квантовой природы, бозонами и фермионами, которая объединяла внутренние симметрии микромира с фундаментальными свойствами пространства-времени.

Наконец, Б. Зумино и Ю. Весс в 1974 году [5][6] доказали перенормируемость 4-мерной суперсимметричной теории, после чего А. Салам и ряд других исследователей обозначили следствия из этой теории и указали ее приложения к физике частиц.

Первое практическое суперсимметричное расширение стандартной модели было предложено в 1981 году Г. Джорджи и С. Димополусом и называлось Минимальной Суперсимметричной Стандартной Моделью (MSSM) [7].

В 1982 году А. Чамседин, Р. Арнуит и П. Нат построили минимальную модель супергравитации (mSUGRA) [8], в которой нарушение суперсимметрии происходило естественным образом посредством гравитации.

1.2 Краткий теоретический обзор

Суперсимметрия – это совершенно новый вид симметрии, рассматривающийся в теоретической физике, которая на фундаментальном уровне связывает между собой бозоны и фермионы [9].

Поскольку симметрия между известными бозонами и фермионами отсутствует, в суперсимметричных моделях предполагается существование новых частиц – суперсимметричных партнеров для каждого известного бозона или фермиона. Суперсимметричные партнеры имеют те же заряды, что и обычные частицы, но отличаются от них спином, так что суперсимметричные партнеры (суперпартнеры) известных фермионов являются бозонами, а суперпартнеры известных бозонов – фермионами. Чтобы объяснить отсутствие в природе наблюдаемых суперсимметричных частиц необходимо предположить, что суперсимметрия нарушена таким образом, что суперсимметричные партнеры имеют значительно большую массу, чем обычные частицы [10].

В суперсимметричных моделях вводится новое квантовое число – R-четность. Все частицы в модели делятся на два класса: четные и нечетные (положительная и отрицательная R-четность). Все известные частицы СМ, включая хиггсовские бозоны, считаются четными, а их суперпартнеры – нечетными. Четность состояния с несколькими частицами равна произведению четностей всех частиц. Суперсимметричные обобщения, содержащие понятие R-четность, являются феноменологически более приемлемыми, так как в таких моделях при низких энергиях запрещены процессы с нарушением барионного или лептонного числа [11].

Очевидно, что для описания такой нестандартной симметрии требуется новый математический аппарат. Необходимость такого подхода можно продемонстрировать на следующем примере. Рассмотрим какой-нибудь супермультиплет, например один из самых простых супермультиплетов, который содержит всего две частицы: фотон и фотино – гипотетическую истинно нейтральную частицу со спином , похожую на майораново нейтрино. Преобразования внутри мультиплета осуществляет спинорный генератор Q. Нетривиальность этих преобразований видна хотя бы из того, что поля в супермультиплете имеют различные размерности: бозонное – m, фермионное - . Отражением этого является то, что антикоммутатор двух спинорных генераторов Q выражается через величину размерности m, а именно через 4-импульс - генератор четырехмерного сдвига:

*,*

где - 4-матрицы Дирака.

Генераторы пространственно-временных сдвигов и вращений совместно со спинорными генераторами Q образуют так называемую градуированную алгебру (алгебру, содержащую наряду с коммутаторами антикоммутаторы) суперсимметрии, включающую алгебру Пуанкаре в качестве подалгебры. Таким образом, суперсимметрия предлагает обобщение группы Пуанкаре и углубление СТО [12][13].

Суперсимметрия открывает в математическом аппарате теории новые глубинные связи между различными типами преобразований. На фундаментальном уровне поля, соответствующие в стандартной модели различным частицам, переходят в обобщенные суперсимметричные квантово-полевые конструкции – суперполя, определенным образом преобразующиеся над т.н. суперпространством, дополненным «антикоммутирующими» размерностями (обычные размерности соответствуют бозонным степеням свободы, а «антикоммутирующие» – фермионным степеням свободы) [14].

Возможно также построение теории с несколькими видами суперсимметричных преобразований. Такие теории называются расширенными суперсимметричными теориями. Размерность этих моделей (количество суперсимметричных преобразований) выражается числом *N*. Очевидно, что самому простому случаю соответствует *N = 1*. Так как в четырех измерениях спинор имеет четыре степени свободы, то минимальное число суперсимметричных генераторов – *4*. Максимально возможное же число суперсимметричных генераторов – *32*, так как в теориях с большей размерностью неизбежно возникают безмассовые поля со спином , построение которых не представляется возможным. Таким образом максимальная возможная размерность *N = 8*.

В четырех измерениях можно построить следующие модели [15]:

* *N* = 1

киральный мультиплет: ; векторный мультиплет : ; мультиплет гравитино:; гравитонный мультиплет:;

* *N* = 2

гипермультиплет: ; векторный мультиплет: ; мультиплет супергравитации: ;

* *N* = 4

векторный мультиплет: ; мультиплет супергравитации: ;

* *N* = 8

мультиплет супергравитации: ;

Суперсимметричные модели можно построить в пространстве и большей размерности. Поскольку свойства спиноров существенно меняются в различных измерениях, каждое измерение имеет свою характеристику. При числе измерений *d* , размерность спиноров примерно *2d / 2*или *2 (d - 1) / 2*. Так как максимальное число суперсимметрий — *32*, наибольшее число измерений, в которых суперсимметричные теории могут существовать, — одиннадцать.

Следует отметить, что математический аппарат суперсимметричных теорий также с успехом применяется в других областях физики, таких как ядерная физика, теория критических явлений, квантовая механика и статистическая физика.

Суперсимметрия также играет заметную роль при построении необходимых обобщений т.н. теорий струн – суперструнных теорий. Предполагается, что в рамках таких теорий возможно успешное объединение сильных и электрослабых взаимодействий стандартной модели с гравитацией. В этих теориях фундаментальные объекты природы: частицы и взаимодействия между ними рассматриваются как различные моды колебаний одномерных протяженных объектов, названных струнами или, в суперсимметричном случае, суперструнами.

1. Некоторые суперсимметричные модели
	1. Минимальная суперсимметричная стандартная модель

Минимальная суперсимметричная стандартная модель (MSSM) – простейшая реализация расширения стандартной модели, содержащая симметрию между бозонами и фермионами, введенную, прежде всего, для стабилизации массы Хиггса от радиационных поправок (раздел 3.1) [7]. Основные достоинства этой модели, наряду с большинством суперсимметричных расширений, представлены в разделе 3.

Перейдем к обсуждению спектра частиц, предсказываемых MSSM [16]:

Таблица 1

|  |  |  |  |  |  |  |  |  |
| --- | --- | --- | --- | --- | --- | --- | --- | --- |
| **Тип частицы в СМ** | **Частица** | **Обозначение** | **Спин** | **R-четность** | **Суперпартнер** | **Обозначение** | **Спин** | **R-четность** |
| Фермионы | Кварк | *q* |  | +1 | Скварк |  | 0 | -1 |
| Лептон | *l* |  | +1 | Слептон |  | 0 | -1 |
| Бозоны | W | *W* | 1 | +1 | Вино |  |  | -1 |
| B | *B* | 1 | +1 | Бино |  |  | -1 |
| Глюон | *g* | 1 | +1 | Глюино |  |  | -1 |
| Бозоны Хиггса | Хиггс |  | 0 | +1 | Хиггсино |  |  | -1 |

Как упоминалось в разделе 1.2 фермионы и бозоны в MSSM имеют соответствующих суперпартнеров (сфермионов и бозино). Для большинства частиц СМ это удвоение весьма прямолинейно, за исключением бозона Хиггса, ситуация с которым является более сложной.

Одиночный хиггсино (суперпартнер бозона Хиггса) приводил бы к нарушению калибровочной инвариантности теории (калибровочной аномалии). Однако если добавить два хиггсино калибровочных аномалий удастся избежать. В простейшем случае в теории имеется два скалярных Хиггсовских дублета. Описанная выше проблема в хиггсовском секторе MSSM является не единственной необходимостью введения в теорию двух скалярных Хиггсовских дублетов – в стандартной модели d-кварк обретает массу, взаимодействуя с полем Хиггса, а u-кварк – взаимодействуя с комплексно-сопряженным полем; так как в суперсимметричной теории это невозможно, необходимо два типа Хиггсовских полей.

Обратимся к рассмотрению различных суперпартнеров, перечисленных в таблице 1:

Скварки

На каждый кварк СМ приходится один скалярный суперпартнер – скварк. В силу феноменологических ограничений два легчайших поколения скварков имеют приблизительно одинаковые массы, вследствие чего при рассмотрении не разделяются и не имеют соответствующих названий. Суперпартнеры же t- и b-кварков отличаются от легких скварков и имеют названия «стоп» (*stop*) и «сботтом» (*sbottom*). В силу большой массы t- и b-кварков, для тяжелых скварков имеются смешивания левых и правых компонент:

(аналогично для с другими параметрами ). Так как R-четность в MSSM является сохраняющейся величиной скварки могут рождаться только парами. Тяжелые скварки могут распадаться на кварки и нейтралино или чарджино.

Слептоны

Слептоны являются скалярными суперпартнерами лептонов в СМ. Подобно обыкновенным лептонам слептоны не участвуют в сильных взаимодействиях. Для «стау» (stau) в силу большой массы тау-лептона имеется смешивание левых и правых компонент, как в случае стоп и сботтом (см. выше). Если слептоны являются достаточно легкими, то они могут рождаться в распадах чарджино и нейтралино.

Нейтралино

Нейтралино – общее название для электрически нейтральных фермионов, являющихся линейными комбинациями суперпартнеров Z-бозона (зино), фотона (фотино) и нейтральных хиггсовских бозонов (хиггсино). В MSSM выделяют четыре нейтралино, обозначаемых, как правило, . Так как нейтралино является майорановским фермионом, каждый нейтралино идентичен соответствующему антинейтралино. В MSSM эти частицы взаимодействуют только с калибровочными бозонами слабого взаимодействия. В силу сохранения R-четности, легчайшее нейтралино является стабильным, что делает такие частицы хорошим кандидатом на скрытую массу (см. раздел 4.2). Более тяжелые нейтралино могут распадаться на Z-бозон и легкое нейтралино или на W-бозон и чарджино.

Чарджино

Электрически заряженные комбинации вино и хиггсино называют чарджино. Выделяют два типа чарджино: и . Тяжелое чарджино может распадаться на более легкое чарджино и Z-бозон. Также возможен распад на W и нейтралино.

Глюино

Глюино является майорановским суперпартнером глюона. Подобно глюонам они участвуют в сильных взаимодействиях. Глюино могут распадаться на пары кварк-антискварк или скварк-антикварк с одинаковой вероятностью.

Существует также формализм суперсимметричной алгебры, позволяющий удобно записывать уравнения в суперсимметричных моделях. В рамках этого формализма каждое поле и поле соответствующего суперпартнера можно объединить в понятие «суперполя». MSSM содержит векторные суперполя, связанные с калибровочными группами СМ, которые содержат векторные бозоны и соответствующие гейджино (суперпартнеры калибровочных бозонов). Также имеются киральные суперполя, соответствующие фермионам и бозонам Хиггса в стандартной модели.

Таблица 2

|  |  |  |  |  |
| --- | --- | --- | --- | --- |
| **Поле** | **Размерность** | **Представление** | **-четность** | **Частица СМ** |
| *Q* | 3 |  |  | Левый кварковый дублет |
|  | 3 |  |  | Правые u-кварк и антикварк |
|  | 3 |  |  | Левые d-кварк и антикварк |
| *L* | 3 |  |  | Левый лептонный дублет |
|  | 3 |  |  | Правый антилептонный дублет |
|  | 1 |  |  | Хиггс |
|  | 1 |  |  | Хиггс |

Лагранжиан MSSM состоит из следующих частей:

1. Потенциал Келера для материи и хиггсовских полей, содержащий кинетические члены этих полей;
2. Калибровочный суперпотенциал, содержащий кинетические члены калибровочных бозонов и гейджино;
3. Суперпотенциал для материи и хиггсовских полей. Этот член содержит массовые члены фермионов и хиггсино (с учетом юкавских констант).
4. Последний член лагранжиана MSSM ответственен за динамическое спонтанное нарушение суперсимметрии, необходимое в модели MSSM.

Следует упомянуть также ряд проблем MSSM:

1. «-проблема»: в суперпотенциале имеется член, содержащий массовый параметр суперсимметричного Хиггса µ - . Значение этого параметра по порядку величины совпадает с масштабом электрослабого взаимодействия, т.е. на много порядков меньше планковского масштаба. Факт совпадения значения параметра µ с электрослабым масштабом и значительное превосходство планковского масштаба свидетельствует о «ненатуральности» теории.
2. Ароматовая универсальность мягких масс и A-членов: так как не было найдено дополнительного к СМ смешивания ароматов, коэффициенты дополнительных членов в лагранжиане MSSM должны быть хотя бы приблизительно инвариантными относительно цветового преобразования.
3. Малость фаз CP-нарушения: аналогично, добавочные члены в лагранжиане MSSM должны быть CP-инвариантными.
	1. Next-to-Minimal Supersymmetric Standard Model

Next-to-Minimal Supersymmetric Standart Model (NMSSM *)* – суперсимметричное расширение стандартной модели, преимуществом которой по сравнению с MSSM является решение описанной выше -проблемы [17]. В NMSSM добавлено синглетное киральное суперполе, которое может быть использовано для динамического появления µ-члена в лагранжиане.

В действительности NMSSM не объясняет, почему параметр µ в суперпотенциале имеет масштаб электрослабого взаимодействия. Основная идея состоит в том, что с введением кирального суперполя *S*, являющегося синглетом относительно калибровочных преобразований, суперпотенциал принимает вид:

где обеспечивает массы фермионам СМ. Так как теперь суперпотенциал имеет размерность , константы и являются безразмерными, а следовательно суперпотенциал является масштабно-инвариантным.

1. Достоинства SUSY
	1. Проблема иерархий

Электрослабый сектор стандартной модели (СМ) содержит параметр размерности энергии – вакуумное среднее хиггсовского поля

Этот параметр, в принципе, задает масштаб масс в теории. Например, если пренебречь радиационными поправками масса W-бозона

,

а масса хиггсовского бозона

 ,

где g – SU(2) калибровочная константа, – константа хиггсовского самовзаимодействия.

Все это, однако, справедливо без учета петлевых поправок. Стандартная модель – перенормируемая теория, а это означает, что она дает конечный результат с учетом всех поправок (петель) высших порядков, даже если виртуальные импульсы во всех петлях устремить к бесконечности. Однако это не означает, что в петлевых интегралах вида

нужно всегда считать параметр обрезания стремящимся к бесконечности. Более обосновано, пожалуй, считать СМ частью более общей теории, которая включает неизвестную пока «новую физику» при больших энергиях, а параметр это масштаб, на котором эта «новая физика» появляется и необходимо модифицировать стандартную модель. В конце концов, мы ожидаем «новую физику» на масштабах, когда становятся существенными эффекты квантовой гравитации. Этот масштаб обычно называют планковской массой

Если – действительно масштаб «новой физики» вне СМ, то при учете петлевых поправок возникают серьезные трудности.

В самом деле, 4-бозонное взаимодействие в однопетлевом приближении дает вклад в собственную энергию. Этот вклад пропорционален

Интеграл расходится квадратично и дает поправку

к члену в потенциале + .

Величина связана с соотношением и фиксируется феноменологическим значением. Поэтому кажется, что величина ескольких сотен ГэВ. С другой стороны на масштабах однопетлевая квантовая поправка к «» катастрофически больше и положительна! Чтобы получить такое значение после учета всех петлевых поправок необходимо стартовать с гигантского отрицательного значения параметра в лагранжиане и надеяться на замечательные сокращения с W до - .

Это большое сокращение («fine tuning»), включающее параметр , влияет не только на массу хиггса, но и на массу всех частиц СМ, поскольку они зависят от и, следовательно, от .

Предположим существование строгой симметрии между фермионными и бозонными полями. Это означает, что есть фермионные петлевые поправки к , в которых частица переходит в фермион-антифермионную пару, которая затем снова аннигилирует в частицу . Этот процесс дает вклад

Знак этого выражения существенен, он возникает за счет замкнутой фермионной петли. Таким образом полная однопетлевая поправка будет иметь вид

Если положить , то квадратичная по поправка обратится в ноль. После сокращения члена с граммы для собственной энергии хиггсовского бозона дают

Эта поправка может быть порядка , если все бозоны и фермионы в теории имеют массы, не превышающие нескольких ТэВ. Частицы, участвующие в механизме сокращения, должны быть приближенно вырожденными и не слишком превышать по массе (или ). Существенно, что такая бозон-фермионная симметрия «предохраняет» массы скалярных мезонов от квадратичных расходимостей.

Таким образом, т.н. суперсимметричный подход (или SUSY) стабилизирует иерархию в том смысле, что радиационные поправки не смещают к большому Λ [18].

Стоит отметить, что SUSY – это лишь одна из теорий, разрешающих проблему иерархий; альтернативным подходом являются, например, теории техницвета.

Также интересным является тот факт, что в MSSM, содержащей два хиггсовских дублета, легкий хиггс должен быть не тяжелее 140 ГэВ, в то время как в SM отсутствуют ограничения на массу хиггса.

* 1. Унификация «бегущих» констант

Известно, что в калибровочных теориях возникает явление бегущей константы связи, то есть значение константы взаимодействия изменяется в зависимости от того, на каком энергетическом масштабе наблюдается взаимодействие. В однопетлевом приближении обратные константы связи СМ линейно изменяются с ростом . Несмотря на то, что при этом уменьшается, а растут, они не пересекаются на масштабе . Однако поправки за счёт новых полей MSSM меняют вид энергетической эволюции констант так, что они могут сойтись в одну точку.

* 1. Супергравитация

Одним из достоинств суперсимметричных расширений является возможность построить самосогласованную теорию гравитации, если перейти от глобальной суперсимметрии к локальной [12]. Подобные теории называются теориями супергравитации или просто супергравитацией. Можно убедиться, что супергравитация естественно следует из суперсимметрии, так как генераторы суперсимметрии могут быть свернуты с группой Пуанкаре, формируя супералгебру Пуанкаре, которая является математическим фундаментом теории. Супергравитационные теории также получаются в некоторых низкоэнергетических пределах суперструнных теорий.

Являясь квантово-полевой теорией гравитации, супергравитация содержит частицу-переносчика гравитационного взаимодействия – гравитон – со спином 2. В рамках суперсимметрии гравитон имеет суперпартнера – гравитино. Если бы суперсимметрия была не нарушена, гравитино было бы безмассовым фермионом со спином .

Рассмотренные выше (в разделе 2) суперсимметричные модели не являются локальными и следовательно не обобщаются на гравитационное взаимодействие. Исследуем свойства теорий супергравитации на примере минимальной суперсимметричной модели, содержащей гравитацию [8].

mSUGRA

mSUGRA означает *Minimal Super Gravity* или Минимальная Модель Супергравитации. Как было упомянуто в разделе 1.1 в рамках этой модели возможно связать нарушение суперсимметрии с гравитационным взаимодействием (*Gravity-Mediated Supersymmetry Breaking*). В целом классе моделей, основанных на mSUGRA, известном как *minimal supergravity Grand Unification Theories*, имеется т.н. «скрытый» сектор теории, взаимодействующий с сектором MSSM посредством гравитации. Таким образом появляются нарушающие суперсимметрию члены. Этот механизм получил название «*Super Higgs Effect*». Перенормировка таких теорий естественным образом приводит к нарушению и электрослабой симметрии, что является очередным преимуществом такого подхода.

mSUGRA является одной из наиболее исследуемых моделей, так как необходимо всего лишь 4 входных параметра и один знак, чтобы соответствовать низкоэнергетическому приближению. Чаще всего используют следующие параметры:

Таблица 3

|  |  |
| --- | --- |
| **Параметр** | **Описание** |
|  | Масса скаляров (слептонов, скварков, бозонов Хиггса) на масштабах Великого Объединения |
|  | Масса гейджино и хиггсино на масштабах Великого Объединения |
|  | Трехлинейная константа связи |
|  | Вакуумное ожидаемое для двух Хиггсовских дублетов |
|  | Знак массового параметра хиггсино |

1. Космологическое значение
	1. Инфляция и бариогенезис

Инфляционная гипотеза, основным предположением которой является период ускоренного по сравнению со стандартной моделью горячей Вселенной расширения на ранней стадии Большого Взрыва, является неотъемлемым компонентом современных космологических моделей, позволяющим разрешить ряд существенных противоречий, неизбежно возникающих в Гамовском сценарии горячей Вселенной, таких как проблема горизонта, плоскостности, крупномасштабной структуры, перепроизводства магнитных монополей и других проблем, обсуждение которых выходит за рамки данного реферата. Общим атрибутом большинства инфляционных моделей является существование фундаментального скалярного поля (инфлатона), ответственного за быстрое расширение Вселенной на ранних этапах. Ключевое значение для космологии имеет форма потенциала предполагаемого инфлатонного поля [19][20].

Суперсимметричные теории содержат различных кандидатов на роль инфлатона, например, снейтрино или комбинация хиггсовских бозонов в рамках MSSM [21].

Однако интерес к скалярным полям в современной космологии не ограничивается инфляционными моделями. Нетривиальная динамика гипотетических скалярных полей, несущих барионное или лептонное число, в расширяющейся Вселенной может приводить к генерации барионной асимметрии. Класс соответствующих механизмов обобщенно называют механизмом Аффлека-Дайна [22].

В общем случае в качестве прототипа моделей с указанными свойствами можно выбрать модель, в которой, помимо полей Стандартной модели, имеется комплексное скалярное поле φ, несущее барионное число , и фермион ψ с нулевым барионным числом. Потенциал скалярного поля имеет вид

Параметры и - действительны и положительны, причем . При этом взаимодействие с участием и ψ выбирается в виде

*,*

где h – юкавская константа связи, q – комбинация кварковых полей, преобразующаяся как спинор при преобразованиях Лоренца. При этом q может быть составным оператором, как цветным, так и бесцветным. Важно, чтобы оператор q нес отличное от нуля барионное число , при этом

Если бы слагаемого не было, модель была бы инвариантна относительно глобальных фазовых преобразований

Соответствующее сохраняющееся квантовое число и было бы барионным числом, при этом плотность барионного числа была бы равна

где – плотность барионного числа кварков.

Подобная ситуация естественным образом возникает в суперсимметричных расширениях СМ. В качестве поля φ в нем может выступать комбинация полей скварков, слептонов и хиггсовских бозонов, а полем ψ может служить комбинация калибрино – суперпартнеров калибровочных бозонов. Взаимодействие типа запрещено для скварка калибровочной инвариантностью по отношению к SU(3, однако возможны взаимодействия более высокого порядка, нарушающие барионное число и (B – L). Последнее обстоятельство особенно важно, поскольку для образования барионной асимметрии необходима и достаточна генерация (B – L), если речь идет о температурах выше 100 ГэВ.

Особенностью суперсимметричных обобщений СМ является наличие в них т.н. плоских направлений – таких направлений в пространстве всех скалярных полей, вдоль которых скалярный потенциал мал вплоть до очень больших значений полей [23]. В терминах потенциала, обсуждаемого выше, в котором φ понимается как поле, параметризующее плоское направление, это означает, что масса m мала (по сравнению, например, с массой Планка), а константы λ и λ’ также чрезвычайно малы. В качестве достаточно реалистичного примера можно привести значения

В этом случае члены четвертого порядка в потенциале начинают преобладать над массовым членом только при .

* 1. Скрытая масса

Как было упомянуто в разделе 1.2, наиболее реалистичными представляются суперсимметричные модели, содержащие понятие R-четности. В таких моделях предполагается, что все взаимодействия сохраняют R-четность, следовательно, в столкновениях обычных частиц суперпартнеры рождаются парами. Отсюда же следует, что в суперсимметричных обобщениях СМ с сохраняющейся R-четностью существует как минимум одна стабильная частица, легчайшая среди R-нечетных частиц. Именно такая частица (LSP – the lightest superpartner) и является кандидатом на роль скрытой массы [24]. Поскольку заряженные стабильные частицы с массой 30 ГэВ – 20 ТэВ не могут составлять темную материю, то потенциально интересными кандидатами в суперсимметричных моделях являются нейтралино, снейтрино, гравитино и аксино.

Нейтралино

Как было замечено ранее (раздел 2.1) нейтралино представляет собой линейную комбинацию зино, фотино и хиггсино.

Нейтралино участвуют в калибровочных взаимодействиях СМ наравне со своими партнерами. Поэтому если в ранней Вселенной реализовывались температуры выше энергетического масштаба масс суперпартнеров, , то нейтралино, наряду с другими суперпартнерами частиц СМ, находились в тепловом равновесии в первичной плазме. Эффективно взаимодействуя в первичной плазме, нейтралино с массой хорошо подходят в качестве компоненты холодной темной материи. Вклад нейтралино в современную плотность энергии Вселенной можно приближенно оценить:

Полагая, что число спиновых состояний , эффективное число степеней свободы в момент закалки , а сечение аннигиляции

где – константа взаимодействия нейтралино.

Таким образом

где – калибровочная константа слабого взаимодействия. Для наиболее интересного диапазона масс нейтралино

будем иметь

т.е. плотность энергии реликтовых нейтралино достаточно велика, чтобы полностью объяснить темную материю.

Снейтрино

Снейтрино является суперпартнером нейтрино. В MSSM имеется три поколения снейтрино, описываемых тремя комплексными, но электрически нейтральными скалярными полями. Каждое поколение снейтрино состоит из одной псевдоскалярной частицы – т.о. всего шесть бозонных степеней свободы.

Если в моделях с R-четностью легчайшее снейтрино является LSP, то именно снейтрино будет давать вклад в темную материю Вселенной. Оценка реликтовой плотности снейтрино производится аналогично рассмотренному выше случаю LSP нейтралино. Как и нейтралино, снейтрино активно взаимодействуют в первичной плазме. Однако, в отличие от случая нейтралино, где благодаря смешиванию четырех различных состояний те или иные константы связи LSP-нейтралино с частицами СМ могут быть подавлены, взаимодействия снейтрино с W- и Z-бозонами является прямым суперсимметричным обобщением соответствующих взаимодействий лептонов, что существенно сказывается как на интенсивности аннигиляции снейтрино-LSP в ранней Вселенной, так и на чувствительности к ним экспериментов по прямому поиску частиц темной материи.

В действительности снейтрино является менее естественным кандидатом на скрытую массу, чем, например, нейтралино. Во-первых снейтрино в качестве LSP появляется в заметно меньшем классе суперсимметричных теорий, чем нейтралино, так как легчайшей в секторе скаляров в подобных моделях является комбинация суперпартнеров правых заряженных лептонов. Во-вторых, что более существенно, снейтрино как реликтовые частицы, полностью составляющие темную материю, экспериментально запрещены, так как сечение взаимодействия снейтрино с Z-бозоном по силе не уступает взаимодействию Z-бозона с нейтрино, вследствие чего типичное сечение упругого рассеяния снейтрино на ядрах оказывается на два-три порядка выше существующих ограничений на величину упругого сечения частиц темной материи. Снейтрино с массами до нескольких ТэВ могут составлять лишь небольшую часть скрытой массы. Более перспективными в этом отношении являются т.н. правые снейтрино, появляющиеся в некоторых суперсимметричных расширениях, имеющие массы около 100 ГэВ. Эти снейтрино очень слабо взаимодействуют с частицами СМ и сечение их упругого рассеяния на ядрах лежит заметно ниже существующих ограничений сверху на сечение рассеяния частиц темной материи.

Гравитино

Как было отмечено в разделе 3.3., в суперсимметричных расширениях СМ, включающих супергравитацию, переносчик гравитационного взаимодействия – гравитон – приобретает суперпартнера - , который получил название гравитино.

Рассмотрим роль гравитино в космологии. В силу того, что гравитино очень слабо взаимодействуют с остальными частицами, процессами с участием двух гравитино в ранней Вселенной можно пренебречь. В частности, можно пренебречь двухчастичным рождением гравитино, а также аннигиляцией гравитино в обычные частицы.

Для начала рассмотрим случай, когда гравитино находились в равновесии с частицами первичной плазмы [25]. Гравитино будет находится в равновесии до тех пор, пока скорости реакций

(где ) превышают темп расширения Вселенной. Подобный процесс происходит через s-,t- и u-канальные обмены виртуальными частицами . Каждая такая диаграмма включает вершину взаимодействия частиц , пропорциональную константе взаимодействия g, и вершину взаимодействия этих частиц с гравитино, обратно пропорциональную вакуумному среднему F (соответствующему спонтанному нарушению локальной суперсимметрии) и прямо пропорционально массам суперпартнеров. Таким образом, оценка сечения рассеяния

где , – масса суперпартнеров.

Гравитино перестает взаимодействовать с плазмой при температуре . Тогда

где – равновесная плотность частиц, на которых рассеивается гравитино, а – скорость гравитино. Предположим, что гравитино перестает взаимодействовать с плазмой, когда гравитино и частицы плазмы являются релятивистскими. Тогда прямые и обратные процессы «замораживаются» одновременно. С учетом того, что имеется порядка отдельных реакций с разными частицами X, а также что

получим температуру закалки

В этом выражении учитывалось, что вакуумное среднее F связано с массой гравитино

Поскольку , то видно, что гравитино отщепляется от первичной плазмы, будучи ультрарелятивистской частицей. Таким образом, можно произвести оценку современной плотности числа реликтовых гравитино по аналогии с реликтовыми нейтрино стандартной модели

где - современная плотность реликтовых фотонов, а – число степеней свободы гравитино, причем так как взаимодействие поперечных степеней свободы подавлено величиной массы Планка , то следует положить = 2.

Отсюда следует, что доля гравитино в полной плотности энергии современной Вселенной равна

Пользуясь этим выражением можно показать, что стабильные гравитино с массами, превышающими , запрещены космологически, если в ранней Вселенной они находились в равновесии с частицами первичной плазмы.

Более того, учитывая связь между массой гравитино и нарушающим суперсимметрию вакуумным средним можно получить ограничение на масштаб нарушения суперсимметрии в теории, где гравитино является LSP и находилось в равновесии в ранней Вселенной

Отсюда можно показать, что гравитино обеспечат необходимый вклад в плотность энергии современной Вселенной, если их масса составляет

Эта величина меньше, чем ограничение снизу на массу частиц темной материи, следующее из изучения пространственных структур (), поэтому реликтовые гравитино, находившиеся в равновесии в ранней Вселенной не могут составлять значительную часть темной материи. Чтобы гравитино было кандидатом на роль частиц скрытой массы необходимо рассматривать неравновесные механизмы рождения гравитино.

Гравитино могут появляться при в результате распадов суперпартнеров (обычно доминируют двухчастичные распады):

и в результате рассеяния частиц в плазме

Учет этих двух основных каналов рождения позволяет записать уравнение Больцмана для плотности числа стабильных гравитино в ранней Вселенной,

где ширина распада, гамма-фактор частиц , в релятивистском случае приводящий к уменьшению темпа их распадов, плотность числа распадающихся в гравитино частиц, плотность числа фотонов при температуре *T*, усредненное с равновесными функциями распределения полное сечение рождения гравитино в процессах.

Решение этого уравнение для температур и начального условия

а также с учетом соотношения для плазмы

имеет вид

Для достаточно тяжелых гравитино, рассматривая преимущественно процессы распада *Next-to-Lightest Superpartner* (NLSP)

оценка для современной плотности массы гравитино имеет вид

откуда с учетом можно получить ожидаемое значение

Однако трудность такого сценария состоит в том, что время жизни NLSP оказывается большим и распады, происходящие при , могут повлиять на первичный нуклеосинтез.

Случай, когда NLSP эффективно распадаются до закаливания реализуется для легких гравитино

Для этого сценария

Отсюда можно найти ограничение сверху на максимальную температуру первичной плазмы, которое растет линейно с увеличением массы гравитино.



Рис. 3. Ограничения на параметры (), следующие из вклада реликтовых гравитино в современную плотность энергии Вселенной. Область выше сплошной линии запрещена из-за перепроизводства реликтовых нейтралино. Сплошная линия отвечает оценке [11]

Обсудим также сценарий нестабильного, но не очень тяжелого гравитино. Этот случай характерен для простейших реализаций модели mSUGRA (раздел 3.3). Роль частиц LSP будет играть нейтралино. Оценка ширины распада гравитино в таких моделях дает

Поскольку гравитино закаливаются релятивистскими, то при температурах , когда гравитино являются нерелятивистскими, плотность их массы имеет порядок

Начиная с некоторой температуры и до тех пор, пока гравитино не распадутся, они доминируют в полной плотности энергии Вселенной, т.е. временно реализуется пылевидная стадия эволюции

дает для массы гравитино довольно жесткое ограничение снизу

или , что несколько ограничивает класс моделей супергравитации, где масса гравитино на один-два порядка больше масс суперпартнеров.

Стоит отметить, что если гравитино действительно образуют темную материю, то возможность прямой регистрации частиц темной материи в экспериментах обозримого будущего вызывает сомнения, так как гравитино слишком слабо взаимодействует с другими частицами.

Аксино

В теории Печчей – Куинн (*Peccei - Quinn*) [26], которая является одним из наиболее успешных расширений СМ, содержащих решение т.н. сильной CP-проблемы, имеются нейтральные псевдоскалярные новые частицы – аксионы – которые представляют собой псевдоголдстоновские бозоны, возникающие в результате спонтанного нарушения симметрии Печчей - Куинн. Если рассмотреть суперсимметричное обобщение этой теории, то возникает необходимость существования фермионного суперпартнера для аксиона – аксино (с R-четностью -1), а также бозонного суперпартнера – саксиона (с R-четностью +1).

Если аксино является LSP и R-четность сохраняется, то аксино может являться кандидатом на роль холодной скрытой массы [27]. После инфляции на стадии разогрева аксино находились в состоянии теплового равновесия с первичной плазмой, если . В этом случае вклад аксино в плотность скрытой массы определяется выражением

где , - равновесная плотность аксино, – критическая плотность, – плотность энтропии, современная температура реликтового излучения.

Если же , то аксино не могли существовать в равновесии в ранней Вселенной. Тогда необходимо учитывать эволюцию плотности *n* со временем, которая описывается уравнением Больцмана. Можно показать, что в этом случае выражение для вклада аксино в плотность темной материи примет вид:

где число степеней свободы . Чтобы объяснить наблюдаемую плотность темной материи и не повлиять существенным образом на процессы формирования крупномасштабной структуры и первичного нуклеосинтеза, масса аксино должна быть при .

1. Статус экспериментальной проверки SUSY

5.1. Эксперименты на ускорителях

Проверка суперсимметричных моделей на ускорителях подразумевает прежде всего обнаружение частиц-суперпартнеров, а также наблюдение и изучение различных явлений (аномальный магнитный момент мюона, физика B-мезонов, феноменология бозона Хиггса и т.п.), объяснение которых предоставляют в частности суперсимметричные расширения СМ.

Исторически первые строгие ограничения на массы скварков и глюино были получены в рамках экспериментов UA1 и UA2 на супер-протонном синхротроне в CERN. Позже более строгие ограничения были установлены в экспериментах на коллайдере LEP [28]. В 2006 году эти ограничения были уточнены в эксперименте D0 на Тэватроне [29].

Анализ первых данных, полученных в начале работы Большого Адронного Коллайдера (LHC), запущенного в 2009 году, в рамках моделей MSSM и NUHM1 показал, что если скварки и глюино действительно существуют, то значения их масс должны находится в диапазоне 500 – 800 ГэВ, а значения 2.5 ТэВ маловероятны. Нейтралино и слептоны считались достаточно легкими и значения масс этих частиц ожидались в районе 100 – 150 ГэВ [30].

По состоянию на апрель 2013 года, подтверждений существования суперсимметрии в экспериментах на LHC найдено не было. Как следствие были подняты ограничения на массы скварков и глюино, ранее установленные на Тэватроне и LEP. На основании данных, полученных в эксперименте CMS, нижнее ограничение на массу скварков и глюино в MSSM составляет 800 ГэВ () [31][32].

Рис.2. Ограничения на массы скварков и глюино для однофотонных событий в сценарии вино-подобного нейтралино (слева) и для дифотонных событий в сценарии бино-подобного нейтралино (справа).

Впрочем, необходимо сделать одно существенно важное замечание: анализ полученных данных проводится в рамках одной конкретной суперсимметричной модели, в данном случае – MSSM. Таким образом, на настоящий момент SUSY исключена лишь в своем минимальном варианте.

Обнаруженный на LHC в 2011-2012 годах бозон Хиггса имеет массу 125 ГэВ и константы связи, согласующиеся со стандартной моделью. MSSM предсказывает, что масса легчайшего бозона Хиггса не должна намного превышать массу Z-бозона и в отсутствие «тонкой настройки» (масштаб нарушения суперсимметрии – 1 ТэВ) не должна превышать 130 ГэВ. Более того, для значений параметра MSSM , бозон Хиггса предсказывается в диапазоне масс ниже 114 ГэВ, однако этот диапазон был ранее исключен данными LEP в начале 2000-ых годов [33].

Однако, результат, полученный на LHC, содержит в себе определенные трудности для модели MSSM, так как значение массы 125 ГэВ является достаточно большим для этой модели и может быть получено только с учетом больших радиационных поправок от t-скварков. Подобное объяснение выглядит весьма «неестественно». Также в 2012 году на LHC были обнаружены отклонения от предсказанных СМ констант связи бозона Хиггса, что может служить довольно жестким ограничением на MSSM [34].

5.2. Космологическая проверка

Космологическая проверка суперсимметричных расширений связана, прежде всего, с поиском суперсимметричных партнеров, являющихся кандидатами на скрытую массу (раздел 4.2). Эксперименты по поиску таких частиц можно разделить на два основных типа:

* Прямые − подземные эксперименты, в которых ведется регистрация ядер отдачи от упругого рассеяния частиц скрытой массы, проходящих сквозь Землю;
* Косвенные − обнаружение и анализ продуктов распада или аннигиляции частиц скрытой массы в космических лучах;

Как было отмечено в разделе 4.2, наиболее перспективным кандидатом на скрытую массу из вышеперечисленных, с точки зрения возможности экспериментального обнаружения, является нейтралино, так как гравитино проявляет себя преимущественно посредством гравитационного взаимодействия, а предполагаемое сечение взаимодействия массивного снейтрино с атомным ядром на несколько порядков превосходит имеющиеся ограничения.



Рис. 3. Ограничения на сечение взаимодействия WIMP с ядром (независимое от спина) в зависимости от массы WIMP, полученные в ходе экспериментов LUX (синий), EDELWEISS II (темно-желтый), CDMS II (зеленый), ZEPLIN-III (маджента), и XENON 100 (100 дней работы – оранжевый, 225 дней - красный). [35]

По данным на октябрь 2013 года в подземном эксперименте LUX не было подтверждено существование WIMP (в частности нейтралино) [35]. На рис.2. представлены ограничения на возможные массы WIMP и сечение взаимодействия с ядром мишени.

Другим независимым способом подтвердить существование нейтралино является анализ спектра космических лучей на предмет обнаружения аннигиляции нейтралино. Так как нейтралино является майорановской частицей, то оно может аннигилировать с образованием фотонов или пар частица-античастица СМ.

К примеру, эксперимент PAMELA, запущенный в 2006 году, обнаружил неожиданное превышение в спектре позитронов. Этот факт впоследствии был подтвержден в ходе эксперимента AMS [36]. Объяснение этого эффекта было найдено в ряде моделей, рассматривающих аннигиляцию нейтралино в Галактике [37][38].

Также некоторые явления можно объяснить, рассматривая аксино в качестве доминантной компоненты скрытой массы [27][39].

1. Заключение

Стандартная модель, ставшая некогда триумфом физики высоких энергий, с момента ее появления и до настоящего времени рассматривается, тем не менее, как теория промежуточная, несмотря на колоссальную точность предсказаний в широком спектре наблюдений. Список недостатков стандартной модели, включает в себя такие проблемы как большое число внешних параметров, расходимости, возникающие при учете петлевых поправок, объяснение природы гравитации, скрытой массы, инфляции и бариогенезиса. Необходимость усовершенствования стандартной модели привела к разработке большого количества расширений. Среди этого многообразия теоретических конструкций особое место занимает суперсимметрия.

Отличительной особенностью суперсимметрии является, пожалуй, элегантность, с которой в этой теории удается объединить столь разнородные фундаментальные элементы природы, естественным образом ввести гравитацию и даже предоставить объяснения целому ряду космологических явлений. К сожалению, одних только эстетических, внутренне непротиворечивых соображений недостаточно для описания физической реальности. Даже минимальный вариант суперсимметричной теории содержит, предполагая вырожденность между первыми двумя семействами сфермионов, 25 масс разнообразных состояний: 7 скварков и слептонов в первых двух семействах, 7 в третьем семействе, 4 хиггсовских бозона, 4 нейтралино, 2 чарджино и 1 глюино. Детали феноменологически, такие как сечения рождения или бренчинги распадов, зависят, в том числе, от соотношений масс этих 25 состояний. Ни в 1971 г., когда появилась первая работа по суперсимметрии, ни сегодня, когда число таких работ исчисляется тысячами, не обнаружено ни одного из этих 25 состояний, а также следов их существования. В MSSM входят около сотни параметров, характеризующих мягкое нарушение суперсимметрии. В некоторых моделях конечно удается существенно сократить число свободных параметров, но даже в 3- или 4-мерном пространстве параметров весьма проблематично промоделировать экспериментальные проявления SUSY. Таким образом, вопрос о реализации в природе хотя бы одного варианта суперсимметрии остается открытым.

1. Список литературы:
2. H. Miyazawa, *Baryon Number Changing Currents,* Prog.Theor.Phys. 36 (1966) 1266-1276.
3. Gervais, J. -L.; Sakita, B. *Field theory interpretation of supergauges in dual models*, Nuclear Physics B 34 (2): 632, 1971
4. Гольфанд Ю. А., Лихтман Е. П. *Расширение алгебры генераторов Пуанкаре и нарушение Р-инвариантности*, Письма в ЖЭТФ, 1971, т. 13, вып.8
5. Д. В. Волков, В. П. Акулов. *О возможном универсальном взаимодействии нейтрино*, Письма в ЖЭТФ, 1972, т.16, вып.11
6. Wess J., Zumino В., *Supergauge transformations in four dimensions*, Nucl. Phys. В., 1974, v. 70
7. Wess J., Zumino В., *A Lagrangian* *Model Invariant under Gauge Transformations*, Phys. Lett. В., 1974, v. 49
8. S. Dimopoulos, H. Georgi. *Softly Broken Supersymmetry and SU(5)*, Nuclear Physics B 193: 150, 1984
9. A. Chamseddine. *Recollections of my work on mSUGRA with Pran Nath and Richard Arnowitt Circa 1981-85*, Published in "Themes in Unification: The Pran Nath Festschrift" PASCOS 2004, Editors George Alverson and Michael Vaughn, World Scientific 2005. 6 pages [arXiv:hep-th/0601146]
10. J. Lykken, *Introduction to Supersymmetry* [arXiv:hep-th/9612114]
11. Хлопов М.Ю. *Основы космомикрофизики.* – М: УРСС,2004.
12. Горбунов Д.С., Рубаков В.А. *Введение в теорию ранней Вселенной: Теория горячего Большого взрыва* – М.:Изд. ЛКИ, 2012.
13. Окунь Л.Б. *Физика элементарных частиц –* М.: Издательство ЛКИ, 2008.
14. Окунь Л.Б. *Современное состояние и перспективы физики высоких энергий,* Успехи Физических Наук, т.134, вып.1, 1981.
15. Весс Ю., Беггер Д. *Суперсимметрия и супергравитация*. М.: Мир, 1986.
16. J. Polchinski*. String theory.* Vol. 2: Superstring theory and beyond, Appendix B
17. W.-M. Yao *et al* (Particle Data Group). *Particle Data Group review of MSSM and search for MSSM predicted particles* , J. Phys. G **33**, 1 (2006)
18. M. Maniatis. *The Next-to-Minimal Supersymmetric extension of the Standard Model reviewed*,Int.J.Mod.Phys.A25:3505-3602,2010
19. Емельянов В.М. *Стандартная модель и ее расширения –* М.:Физматлит, 2007.
20. Бронников К.А., Рубин С.Г. *Лекции по гравитации и космологии –* М.:МИФИ, 2008.
21. Линде А.Д. *Физика элементарных частиц и инфляционная космология* – М.: Наука, 1990.
22. A. Chatterjee, A. Mazumdar. *Tuned MSSM Higgses as an inflaton* [arXiv:1103.5758]
23. I. Affleck, M. Dine. *A new mechanism for baryogenesis,* Nuclear Physics B, Particle Physics B249, 1985
24. K. Enqvist, A. Mazumdar. *Cosmological consequences of MSSM flat direction, Phys.Rept.380:99-234,2003*
25. G. Jungman, M. Kamionkowski, K. Griest. *Supersymmetric Dark Matter, Phys.Rept. 267 (1996) 195-373*
26. T. Moroi, H. Murayama. *Cosmological constraints on the light stable gravitino,* Phys.Lett.B303:289–294,1993
27. R. D. Peccei and H. R. Quinn, Phys. Rev. Lett. 38, 1440 (1977)
28. A. Brandenburg, F. Steffen. *Axinos as Dark Matter in the Universe*. Talk presented at 39th Rencontres de Moriond, "Exploring the Universe," La Thuile, Italy, March 28 - April 4, 2004 [arXiv:hep-ph/0406021]
29. LEPSUSYWG, ALEPH, DELPHI, L3 and OPAL experiments. *Charginos, large m0* LEPSUSYWG/01-03.1
30. The D0-Collaboration. *Search for associated production of charginos and neutralinos in the trilepton final state using 2.3 fb−1 of data*. Phys.Lett.B680:34-43, 2009 [arXiv:0901.0646]
31. O. Buchmueller et al. *Likelihood Functions for Supersymmetric Observables in Frequentist Analyses of the CMSSM and NUHM.* Eur.Phys.J.C64:391-415,2009, [arXiv:0907.5568]
32. ATLAS Collaboration. *Search for supersymmetry in events with photons, bottom quarks, and missing transverse momentum in proton-proton collisions at a centre-of-mass energy of 7 TeV with the ATLAS detector.* Phys.Lett. B719 (2013) 261-279
33. CMS Collaboration. *Search for new physics in events with photons, jets, and missing transverse energy in pp collisions at sqrt(s) = 7 TeV.* JHEP 03 (2013) 111
34. M. Carena, H. E. Haber. *Higgs Boson Theory and Phenomenology.* Prog.Part.Nucl.Phys.50:63-152, 2003
35. P. Draper, P. Meade, M. Reece, D. Shih. *Implications of a 125 GeV Higgs for the MSSM and Low-Scale SUSY Breaking.* PhysRevD.85.095007 (2011) [arXiv:1112.3068]
36. LUX Collaboration*. First results from the LUX dark matter experiment at the Sanford Underground Research Facility.* [arXiv:1310.8214]
37. AMS Collaboration. *First Result from the Alpha Magnetic Spectrometer on the International Space Station: Precision Measurement of the Positron Fraction in Primary Cosmic Rays of 0.5–350 GeV.* PhysRevLett.110.141102
38. M. Das, S. Mohanty. *Leptophilic dark matter in gauged Lμ−Lτ extension of MSSM*. 16 pages, 3 figures, ref. updated, version accepted for publication in PRD [arXiv:1306.4505]
39. M. Ibe et al. *AMS-02 Positrons from Decaying Wino in the Pure Gravity Mediation Model*. 19 pages, 3 figures, version to appear in JHEP [arXiv:1305.0084]
40. M. Endo et al. *Axino dark matter with R-parity violation and 130 GeV gamma-ray line.* Physics Letters B 721 (2013), pp. 111-117